

<資料>無機脆性材料単粒子の強度と破砕性

著者	葛西 栄輝, 柳 鎬鎮, 齋藤 文良
雑誌名	東北大学選鉱製錬研究所彙報 = Bulletin of the Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy, Tohoku University
巻	47
号	1/2
ページ	168-179
発行年	1991-12-27
URL	http://hdl.handle.net/10097/33098

無機脆性材料単粒子の強度と破砕性

葛西 栄輝* 柳 鎬 鎮** 齋藤 文良*

Strength and Crushing Characteristics of Single Particles
in Nonmetallic Inorganic Brittle Materials.
By Eiki KASAI, Hojin RYU and Fumio SAITO.

1. はじめに

近年、いわゆるファインセラミックスが注目されるに至り、その原料である脆性材料に対して微粉体製造法としての粉砕 (Breaking-down Process) の役割が見直されてきている。粉砕に対する要求も、従来に比較して、より粒度分布の狭いサブミクロンサイズの粉体を効率よく得ることや、微粒子の形態を精密に制御できること等、一段と厳しくなりつつあるが、一方では、材料の破壊現象の制御に関する定量的評価法の確立が望まれている。この内容には、材料の破壊現象に関連する破壊強度、破壊エネルギーなどの力学的性質と破砕産物との関連についての評価法の確立も包含している。その観点からの材料の破壊・粉砕現象を学問的に取り扱ったのは、粉砕におけるエネルギー法則 (Rittinger 則) を提唱した Rittinger¹⁾ (1867) がはじめであるといわれており、その後、多くの研究者らにより異なる種類の材料に対して種々検討されてきた。

本稿では、脆性材料の粉砕を基礎的に理解するために実施されてきた単一粒子の圧縮破砕に関する研究の中で、主として強度と破砕性に関する従来の研究を最近の著者らの結果も含めて要約し、今後の課題について述べる。

2. 強度と破砕エネルギー

材料が完全に均質で、全く欠陥を含まない場合の破壊強度 (理想的破壊強度) は、微視的には原子間結合力に等しく、巨視的には破面を形成するために必要な表面エネルギーの関数として表わされる。Polanyi²⁾ 以来の多数の研究者ら³⁾ による理論的計算によれば、通常材料の理想強度は実測強度の100-1000倍にも達する。Griffith⁴⁾ の潜在クラックの概念は、この極端なくい違いを解消する目的で導入されたものである。事実、ガラスなどの脆性材料においては潜在クラックの存在を支持する実験結果も少なくなく、したがって、脆性材料の破壊に対しては静的確率理論として、Griffith クラック理論もしくは核生成理論が主として適用されている。

脆性材料の破壊における実測強度の測定に関連して、粉砕機の中での粒子に作用する外力をモデル的に表わすと Fig. 1⁵⁾ のようになる。粒子に作用する力は圧縮、せん断、衝撃に分類されるが、その中でも Fig. 2 に示すように、2枚の平板間での粒子の圧縮と、平板に対する粒子の衝突の2つの場合にはほぼ集約される。図中の P は圧縮荷重を表わす。

球形単粒子を2枚の平行平板間で圧縮した場合、粒子に作用する外力を一定の速度 (荷重速度) で増加させると、外力の大きさに応じて粒子内にひずみエネルギーが蓄積する。荷重をさらに増大させると粒子は破壊し、荷重は急激に基線に戻る⁶⁾。このような粒子の圧縮においては、荷重方向には圧縮力が、また、それと直角方向には引張力が作用する。球形粒子内部に発生する圧縮

平成3年6月28日受理

* 東北大学選鉱製錬研究所

** 東北大学金属学研究特別コース研究生

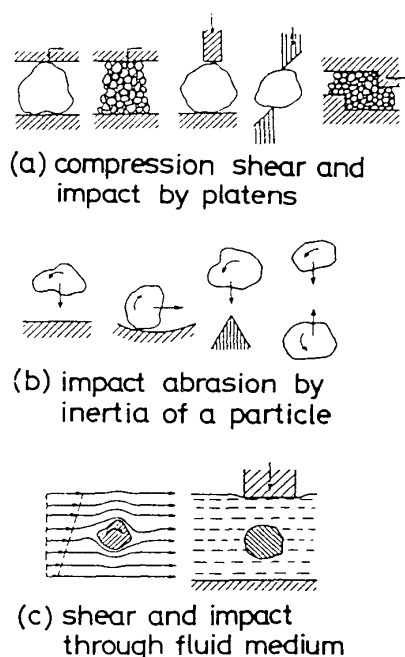


Fig. 1 Models for crushing mechanism.

応力 (σ_{comp}), 引張応力 ($-\sigma_{\text{comp}}$) に関する解析は平松ら⁷⁾によると, 例えば Fig. 3 のような結果となる. 図中の ν はポアソン比である. 脆性材料は, 一般に, 圧縮応力には強く, 引張応力には弱い (引張力は圧縮力の数分の 1 から数十分の 1) ことを考慮すると, 解析結果から, 圧縮荷重が作用する球形粒子は, 粒子内部に発生する引張応力により破壊すると思われる. その場合の破壊強度 St [Pa] は次式で与えられる.

$$St = 2.74 \times 10^5 P_f / (\pi d^2) \quad (1)$$

ここに, d [m] は球形粒子直径, P_f [N] は破壊荷重である. (1) 式で定義される強度は純粋な引張強度とは異なることから球圧壊強度 (Sphere Compressive Strength) と称されている. また, (1) 式は不規則形状粒子に対しても適用可能であることが示されている. 圧縮応力作用下での引張強度測定法としては, (1) 式で定義した球形粒子に対する強度の他に, 円盤形粒子の圧裂強度 Sd [Pa] があり, 次式により求めることができる⁸⁾.

$$Sd = 1.96 \times 10^5 P_f / (\pi dl) \quad (2)$$

ここに, d [m] は円盤直径, l [m] は円盤長さである. この 2 種類の強度測定値は良好に対応するといわれるが, 粒子内部の最も弱い欠陥を選択する自由度は球形粒子の場合の方が大きく, したがって, 圧縮力から材料の引張強度を測定しようとする場合には, 球形粒子を用いる方がより確実な値を得ることができるとされている⁹⁾. 一方, 固定した平板に粒子を高速で衝突させる

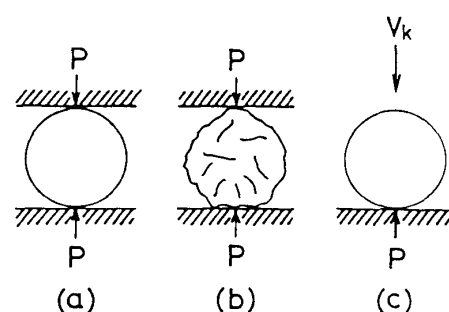


Fig. 2 Models for single particle crushing.

- (a) sphere-platens system
- (b) irregular shaped particle-platens system
- (c) sphere-platen system (impact)

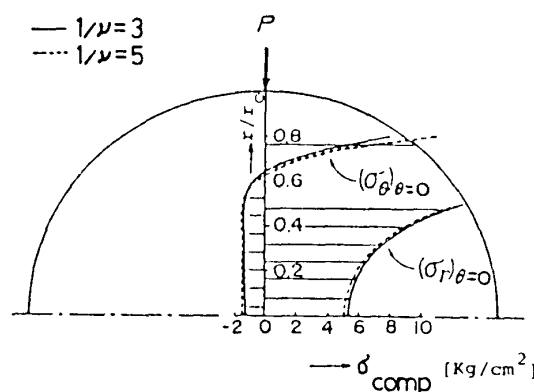


Fig. 3 Stress distribution in a spherical particle under compression.

場合の衝突点近傍に発生する最大荷重 P_f [N] は Hertz の接触理論によると次式のように表わされる¹⁰⁾.

$$P_f = (4\pi/3) \{r^{1/2}/(\delta_1 + \delta_2)\} \{15\pi(\delta_1 + \delta_2)M/(16r^{1/2})\}^{3/5} v_i^{6/5} \quad (3)$$

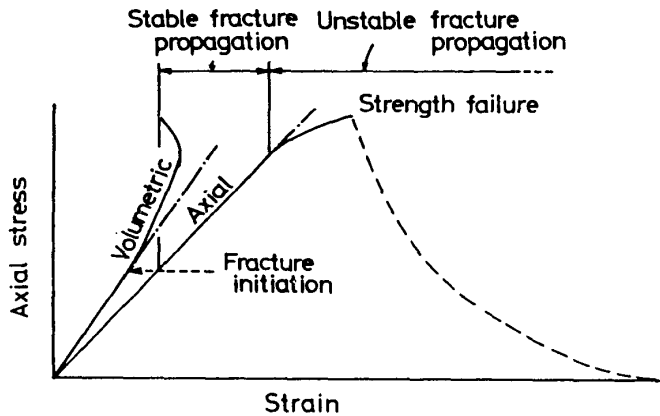


Fig. 4 Brittle fracture processes for rock in gradually increased compression.

ここに, $\delta_1 = (1 - \nu_1^2)/(\pi Y_1)$, [m^2/N], $\delta_2 = (1 - \nu_2^2)/(\pi Y_2)$, [m^2/N], M [kg], r [m] はそれぞれ粒子の質量と半径, v_i [m/s] は衝突速度, Y [Pa], ν [$-$] はそれぞれヤング率, ポアソン比である. 添字1, 2は粒子と平板を表わす. これらの強度, 破壊荷重は材料の巨視的破壊における物理量であって, 粉碎機設計や材料の破壊の予測・破壊機構の解明においても重要な値である. しかしながら, 材料の微視的な破壊は破壊点以前にも進行しており, それは, 例えば, Fig. 4 に模式的に示したが, 試験片の圧縮過程における荷重変位およ

び体積ひずみ線図やアコースティックエミッション (AE) 等の測定から予測することができる¹¹⁾. また, 半導体ひずみゲージ法によると, 脆性材料の内部破壊過程において, 数 kHz ~ 10 kHz 程度の周波数のパルスが, 最初はときどき, マクロな破壊点近傍ではかなり連続的に発生することが確認されている¹²⁾.

破壊までに粒子に蓄えられるひずみエネルギー (破碎エネルギー) E [J] も強度と同様粉碎あるいは材料設計において重要な値である. 球形試験片の平行平板間での圧縮に対しては理論的に次式で表わされる^{13, 14)}.

$$E = 0.682 [(1 - \nu_1^2)/Y_1 + (1 - \nu_2^2)/Y_2]^{2/3} (\pi/V)^{1/9} P_f^{5/3} \quad (4)$$

$$E/M = 0.897 \pi^{2/3} \rho^{-1} [(1 - \nu_1^2)/Y_1 + (1 - \nu_2^2)/Y_2]^{2/3} St^{5/3} \quad (5)$$

ここに, V [m^3] は試験片体積である. Fig. 5¹⁵⁾ には4種類の材料の球形試験片における単位質量当りの破碎エネルギー (E/M) [J/kg] と球圧壊強度 St との関係を示した. 実線は (5) 式の関係を表わす. 同図より, ホウケイ酸ガラス, 石英, 長石の硬い材料については実測の関係は理論式と良好に一致しているが, 大理石では塑性変形するために実測値は理論値より大きくなっている. しかしながら, いずれの場合も E/M は St の (5/3) 乗に比例する.

破碎エネルギーの一部は粒子破壊とともに破砕片を飛散させる運動エネルギー, 破碎音エネルギー等へと変換される¹⁶⁾. Table 1¹⁷⁾ には公称直径 2 cm の球形粒子の平行平板間での圧縮における破碎エネルギーの各種エネルギーへの転換率を示した. ガラス質粒子では破碎エネルギーの約40%が飛散運動エネルギーへ転換し, これがさらに他の物質と衝突することによる細粒化 (2次破碎) の可能性を秘めている. 運動エネルギーへの転換率の少ない試料では塑性変形エネルギーへと転換するが, その過程において, 内部表面積増大に伴う熱の発生が起こる¹⁸⁾.

3. 破碎産物の粒度分布

前述したように、球形単粒子の2枚の平行平板間での圧縮破壊プロセスにおける蓄積エネルギーの開放過程は、模式的に示した Fig. 6 のようになる。すなわち、同図 (a) では、破壊以前の弾性変形エネルギーは球-平板系内に蓄積され、次いで、(b) の破壊開始時には、幾つかのクラックが載荷方向に入り破砕片を形成させる。ここで、それぞれの破砕片には歪エネルギーが残存する。さらに次の時点では (c) に示すように、全ての破砕片の歪エネルギーは運動エネルギーとして開放され、最終的には熱エネルギーとなる。図中の“C”は破壊開始時に形成されるコーン部分であり、“R”は細かく粉砕される部分、“O”は破壊面を表わす。このエネルギー開放の過程では蓄積されるエネルギーレベルに応じ、破砕片の形態が異なる⁶⁾。たとえば、相対的に弾性歪エネルギーが多いガラス球では載荷点を結ぶ直径を軸とするコアの部分は細かく破砕し、その周辺部分は三日月形の破砕片となる。また、石英では3-4個の大きな破砕片と少数の小さな破砕片が生じる。塑性変形を伴う石灰石等の比較的軟質材料では、載荷点を含む大円面で真二つに割れる。また、結晶質材料の破壊は貫粒型であることも確認されている。一方、単一粒子の破碎産物の粒度分布の記述には、Rosin-Rammler の式、

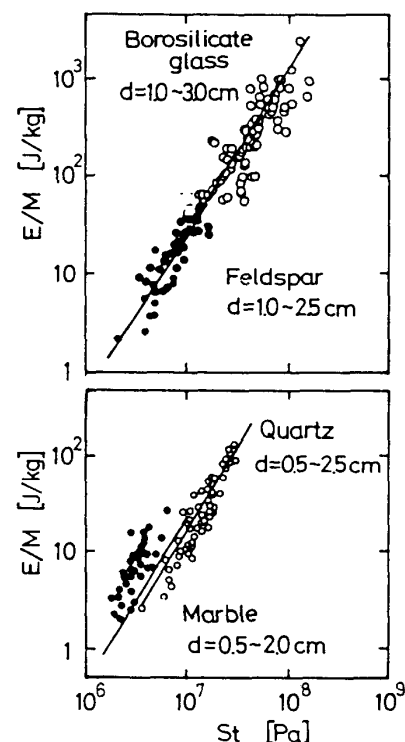


Fig. 5 Relation between specific fracture energy, E/M and sphere compressive strength, St .

Table 1 Conversion percent of fracture energy into various energies.

Kind of sample	Conversion percent of total kinetic energy ($E_k + E_s$)/ E [—]	Conversion percent of sound energy of fracture E_{so}/E [—]	Conversion percent of plastic deformation energy E_{pl}/E [—]
Quartz glass	—	7.84×10^{-6}	—
Borosilicate glass	0.39	5.98×10^{-6}	—
Soda glass	0.28	—	—
Quartz	0.11	1.90×10^{-6}	—
Feldspar	0.06	4.76×10^{-6}	—
Limestone	0.02	2.51×10^{-6}	0.55
Marble	—	—	0.63
Gypsum	—	—	0.78
Talc	—	—	0.76

Gaudin-Schuhmann 式、対数確率分布式等が代表的であり、しばしば利用される。これらの経験式に対しては、Gilvarry ら^{19, 20)} は理論的、実験的に詳しい研究を行い、次式を導いた。

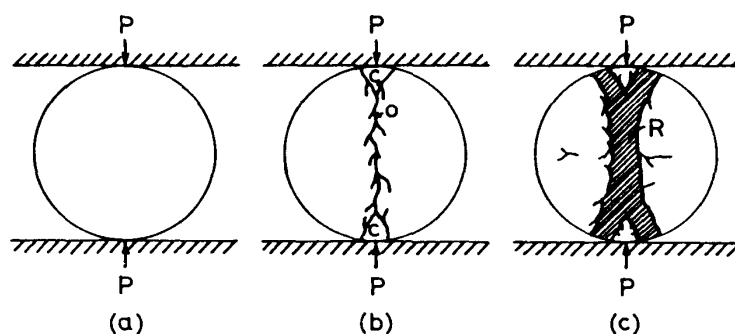


Fig. 6 Hypothetical steps in the fracture process of a sphere.

$$y = 1 - \exp \left[- \left\{ (x/k) + (x/j)^2 + (x/i)^3 \right\} \right] \quad (6)$$

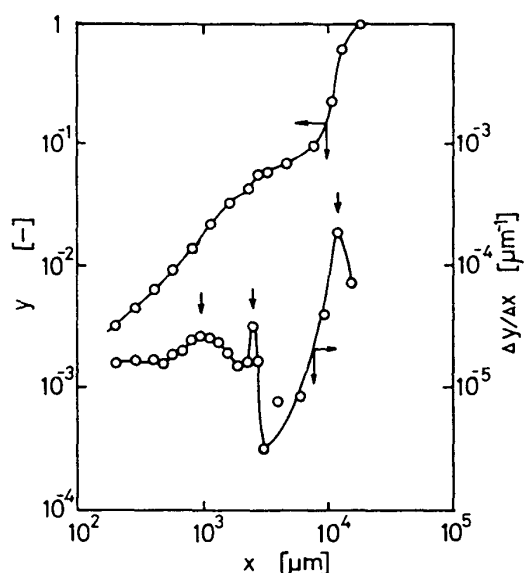


Fig. 7 Size distribution and differential probability curves for a glass sphere having 1.58cm in diameter by single fracture.

ここに, y [-] は網下通過積算分率, x [μm] は破碎産物の代表粒子径, k , j^2 , i^3 は, それぞれ破壊に寄与する活性化された稜クラック (edge flaw) の長さ, 表面クラック (surface flaw) の広さ, 体積クラック (volume flaw) の大きさに対応する. この式は, 無限に大きく, 割れ目の分布が全体にわたって均一な場合に対するもので, 条件により各項のきき方が変化する. (6) 式は Gaudin-Schuhmann 式および Rosin-Rammler 式に対して, 理論的裏付けを行ったものとして注目される. 実際の単一粒子の粉碎産物の粒度分布は材料の特性により様々な形態をとる. Fig. 7¹⁹⁾ には直径1.58cmのソーダガラス球形粒子の破碎産物粒度分布を示した. ここに, $(\Delta y / \Delta x)$ は部分分率であり, 図中, 矢印で示したピークに相当する x の値は, 粒子内部の表面ならびに体積クラックが活性化されたことにより形成された破碎片の大きさに対応している. しかしながら, 最大ピークの位置は, 主に球形粒子表面上のクラックの活性と粒子内部のコア部分の外側の領域におけるクラックの活性によって形成される, いわゆる, 三日月形破碎片の大きさにほぼ対応する. 一方, 積算分率曲線において, 曲線の勾配は $1000\mu\text{m}$ 以下 $1\mu\text{m}$ 程度までの範囲では, ほぼ 1 となり, Gaudin-Schuhmann 分布式と一致する. この領域では稜クラックの活性が破壊を支配する. なお, $1\mu\text{m}$ 以下では, サブミクロンサイズのマイクロクラックの消費が限界に達し, もはや Gilvarry の理論では説明できなくなる. おそらく, ミクロンオーダーの粒子径を境として, 破壊の根元となるマイクロクラックの分布状態の連続性・様相が変化することが原因ではないかと考えられる.

4. 寸法効果

材料の強度, 破碎エネルギーは試験片のサイズに依存することは良く知られている. サイズの大きいものほど大きな, すなわち破壊の起因となりやすい欠陥を含む確率が高く, したがって,

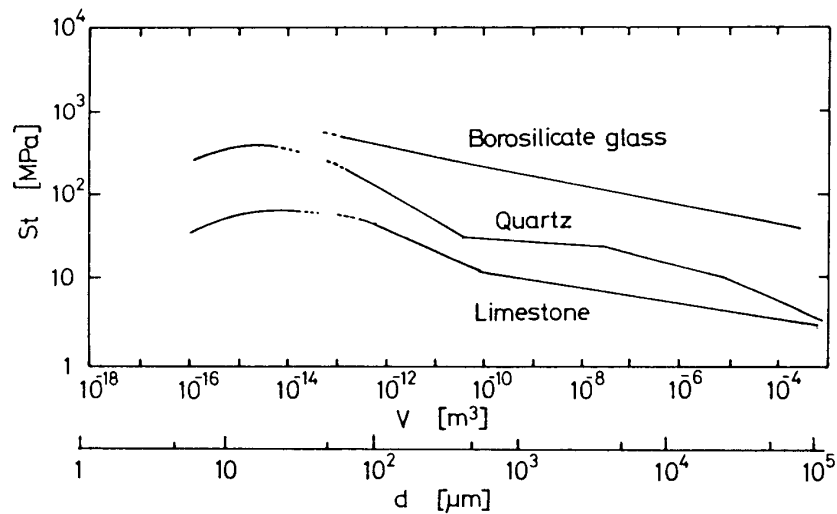


Fig. 8 Variation of particle compressive strength with volume of specimen.

粒子の大きさが小さくなるほど強度は増大する．強度 S と試験片体積 V との関係は，材料内の微小クラックの分布が Weibull 分布関数で表わされる場合には理論的に次式で表示される^{21, 22)}．

$$S = (S_0 V_0^{1/m}) V^{-1/m} \quad (7)$$

$$\propto V^{-1/m}$$

ここに， S_0 は単位容積 V_0 の強度， m は Weibull の均一性係数である．Weibull の均一性係数は材料構造の均一・均質性の度合を表わし，この値が小さいほど内部に構造上の欠陥等を相対的に多く含む不均質材料であることを意味する．Fig. 8²³⁻²⁵⁾ には 3 種類の材料における球圧壊強度と試験片体積との関係を示した．同図より，約 $40\mu\text{m}$ 以上の粒径範囲ではガラス質では両対数紙上で 1 本の直線で表わされるのに対して，天然試料では折れ線となる．すなわち，均一性係数はガラスでは一定となるが，天然産試料では粒子サイズにより異なる値をとる．しかしながら，天然物において，約 $10\mu\text{m}$ 以下では粒子の強度は粒子径の減少に伴い減少する結果が得られており，大粒子径範囲で得られた結果の傾向と逆になる．微粒子圧縮の場合には，その荷重-変位線図や破砕産物の SEM 観察などから，塑性変形が極端に増長されていることが確認されており²⁵⁾，この程度の微粒子になると粒子内部に含まれるマイクロクラックが極端に少なくなり，破壊の様相が大粒子のそれと異なってくるものと考えられる．一方，Weibull の均一性係数 m は同一試験片体積の多数の粒子の強度のバラツキ（標準偏差 σ ）から次式により推定することもできる²⁶⁾．

$$\sigma / St = \{ \Gamma(1 + 2/m) / [\Gamma(1 + 1/m)]^2 - 1 \}^{1/2} \quad (8)$$

Table 2²⁴⁾ には粒子体積を変化させた場合と固定した場合の m の値を纏めて示した． m の値は粒子のサイズに依存するものと考えられ，したがって，後者（粒子体積固定）の場合の値は前者（粒子体積変化）の値の平均的な値であろうと考えられる．

(4)，(5)，(7) 式から破砕エネルギー， E ，単位質量当りの破砕エネルギー， (E/M) の

寸法効果は次式で表わされる¹⁵⁾.

Table 2 Weibull's coefficient of uniformity for typical inorganic substances.

Kind of sample	Coefficient of uniformity m [—]	
	changed volume test	fixed volume test*
Silicate glass	6.61 ($d=2.63 \times 10^{-2} - 5.60 \times 10^{-4}$)	5.0
Borosilicate glass	5.93 ($d=3.29 \times 10^{-2} - 8.59 \times 10^{-5}$)	3.4
Quartz (I)	4.56 ($d=1.02 \times 10^{-1} - 2.52 \times 10^{-2}$)	6.4
	6.49 ($d=2.52 \times 10^{-2} - 3.00 \times 10^{-3}$)	
	21.30 ($d=3.00 \times 10^{-3} - 3.00 \times 10^{-4}$)	
	2.57 ($d=3.00 \times 10^{-4} - 4.04 \times 10^{-5}$)	
Quartz (II)	9.32 ($d=2.54 \times 10^{-2} - 4.40 \times 10^{-5}$)	—
Feldspar	5.01 ($d=9.33 \times 10^{-2} - 3.85 \times 10^{-3}$)	2.7
	10.60 ($d=3.85 \times 10^{-3} - 5.70 \times 10^{-4}$)	
	3.21 ($d=5.70 \times 10^{-4} - 4.34 \times 10^{-5}$)	
Limestone (I)	11.90 ($d=1.01 \times 10^{-1} - 3.80 \times 10^{-3}$)	4.2
	3.26 ($d=3.80 \times 10^{-4} - 4.54 \times 10^{-5}$)	
Limestone (II)	6.21 ($d=7.62 \times 10^{-2} - 7.40 \times 10^{-5}$)	—
Limestone (III)	4.78 ($d=1.91 \times 10^{-2} - 4.17 \times 10^{-4}$)	—
Marble	13.20 ($d=2.01 \times 10^{-2} - 3.68 \times 10^{-3}$)	4.5
	6.38 ($d=3.68 \times 10^{-3} - 1.96 \times 10^{-4}$)	
	3.20 ($d=1.96 \times 10^{-4} - 3.28 \times 10^{-5}$)	
Gypsum	24.90 ($d=2.01 \times 10^{-2} - 3.80 \times 10^{-4}$)	—
	2.69 ($d=3.80 \times 10^{-4} - 4.54 \times 10^{-5}$)	

* The test was done by slow compression using spheres having $d=2.0\text{cm}$ diameter.

$$E = (0.15) 6^{5/(3m)} \pi^{(5m-5)/(3m)} [(1-\nu_1^2)/Y_1]^{2/3} (S_0 V_0^{1/m})^{5/3} d^{(3m-5)/m} \quad (9)$$

$$E/M = (0.897) 6^{5/(3m)} \rho^{-1} \pi^{(2m-5)/(3m)} [(1-\nu_1^2)/Y_1]^{2/3} (S_0 V_0^{1/m})^{5/3} d^{-5/m} \quad (10)$$

これらの式からわかるように, E あるいは E/M は粒子径のみならず Weibull の均一性係数の関数として表わされ, 数種の脆性材料についての結果は Fig. 9¹⁵⁾ に示すとおりである. 同図より, E そのものは粒子径の減少に伴い急激に減少し, 微粒子領域での単一粒子の破砕は僅かのエネルギーで達成されるようである. しかしながら, E/M は粒子径が小さくなるに伴い増加する結果となる. このことは集合粉砕における粉砕限界の存在を示唆するものである.

5. 荷重速度の影響

脆性材料の強度は荷重速度あるいは変形速度に依存し, 一般には, 荷重速度, 変形速度の増加とともに増大する. これは脆性材料の有する塑性的性質が荷重速度, 変形速度の遅い場合により

現れ易くなる傾向を示したものである．強度 S と歪み速度 $\dot{\epsilon}$ との間にはこれまで次式が提示されている．

$$S = S_0 + a \log(\dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0) \quad (11)^{27)}$$

$$S = S_0 + a \log(\dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0) + b [\log(\dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0)]^c \quad (12)^{27)}$$

$$S = K \dot{\epsilon}^n \quad (13)^{28)}$$

ここに、 a , b , K , S_0 は定数、 c , n は指数であり、また、 $\dot{\epsilon}_0$ は基準となる歪速度を表わす．これまでの研究結果では歪速度の代わりに荷重速度を用いた例もあるが、いずれも、試料の種類によらず、どの式を用いても計算値に対する実験値の誤差は同程度であるという結果が得られている．Fig. 10²⁹⁾ は3種類の脆性材料から作成された公称直径2 cmの球形試験片における球圧壊強度の荷重速度依存性を示した．同図より、荷重速度が約1 N/s から約 10^7 N/s までの範囲では強度は荷重速度の増加とともに増大する．このことは従来の研究者らの結果と同様の傾向にある．しかしながら、荷重速度が約 $10^7 \sim 10^8$ N/s の範囲の、いわば衝撃荷

重下では、強度が急激に減少し、更に荷重速度を増加させると再び強度は増加するようになる．このような現象は、Fig. 11²⁹⁾ に示す破砕エネルギーの場合も同様である．ある特定の荷重速度下での強度、破砕エネルギーの極端な低下という特異な現象は荷重時間と試験片の固有周期との相互関係によって説明されている．すなわち、共鳴点での振動現象と類似した現象であるが、試験片破壊までの荷重時間と試験片の固有周期とが同程度になる場合に試験片の破壊が容易に進行することがわかってきた．破壊の特異性が認められる荷重速度 v_n は材料物性のほかに粒子径 d にも依存し、橋本ら³⁰⁾ の解析では、次式のような結果が得られている．

$$v_n \propto d^{(m-3)} / [m(1-n)] \quad (14)$$

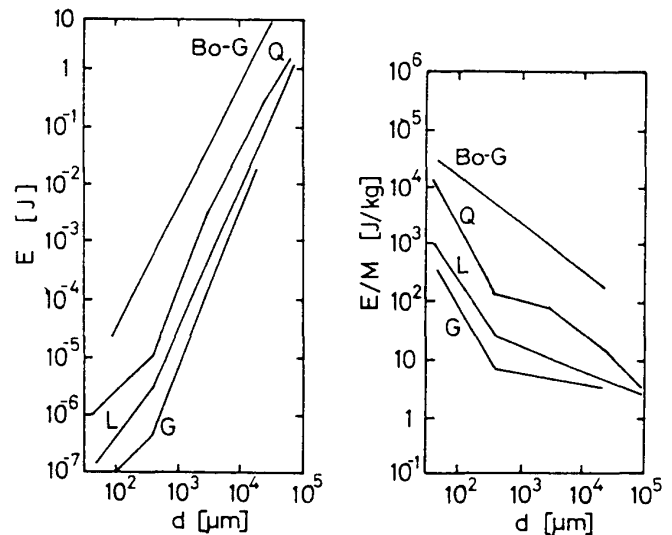


Fig. 9 Variation of fracture energy, E and specific fracture energy, (E/M) with particle size, d .

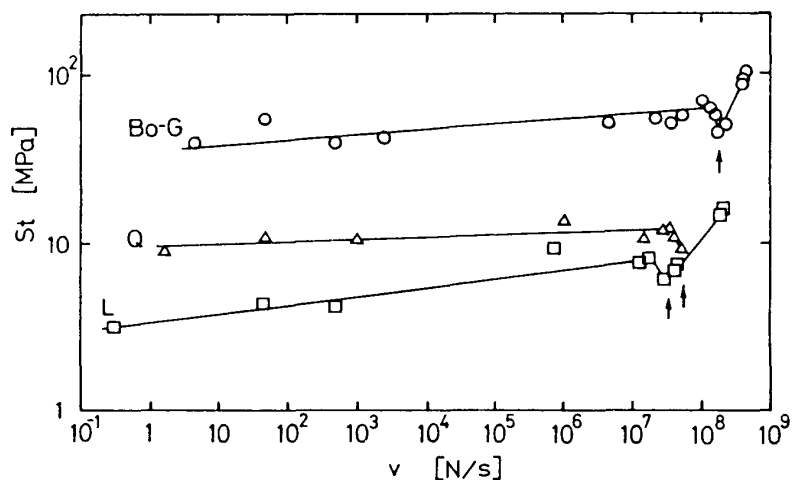


Fig. 10 Variation of sphere compressive strength of a single particle having 2.0cm diameter with loading rate.

Bo-G : Borosilicate glass
Q : Quartz
L : Limestone

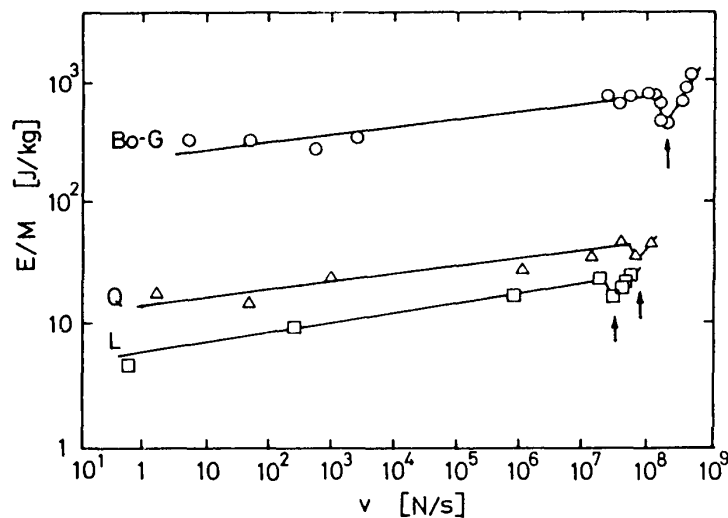


Fig. 11 Variation of specific fracture energy of a single particle having 2.0cm diameter with loading rate.

Bo-G : Borosilicate glass
Q : Quartz
L : Limestone

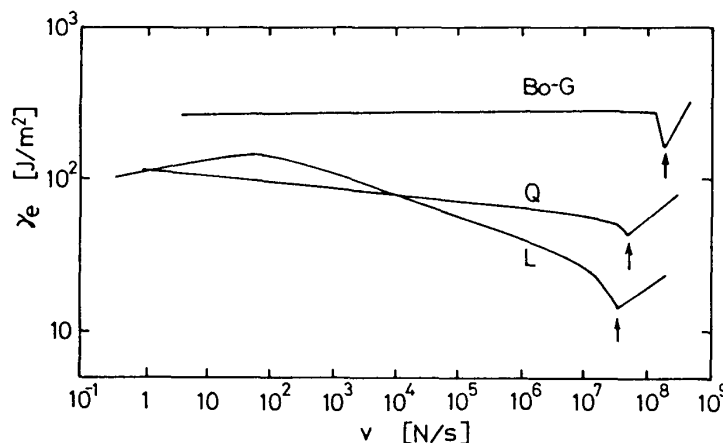


Fig. 12 Variation of fracture surface energy of a single particle having 2.0cm diameter with loading rate.

Bo-G : Borosilicate glass
Q : Quartz
L : Limestone

よび歪等が増加する傾向にある。例えば、コンクリートにおいては応力速度が10から 2×10^7 psi/sに変化した場合のヤング率の増加割合は1.12から1.47の範囲となり、歪エネルギーの場合は0.9から2.2, 歪では0.91から1.32の範囲になるという結果¹¹⁾が得られている。

平板に対する粒子の高速衝撃による破壊試験における典型的な破壊のパターンは Fig. 13³¹⁾ (平板への自由落下による破碎)に示すようになり, 平行平板間での粒子の圧縮の場合と破碎面の形成状況は異なる。図中の“C”は衝突によって形成されるコーン部分であり, “R”は細かく粉碎される部分, “O”は破壊面を表わす。このような破壊におけるガラス球形試験片の破碎片の平均の大きさ x は, その一例を Fig. 14³²⁾に示すが, 衝突速度 v に依存し, 破碎前の粒子径

しかしながら, 現実には (13) 式の指数 n の値は非常に小さく, また, Weibull の均一性係数 m の値は3の値に近い。このことから (14) 式の d の指数は非常に小さくなり, したがって, v_n は粒子径に依存せず, ほぼ一定の値をとる。一方, 破碎片の比表面積は荷重速度の増大とともに増加し, 破碎片は細かくなっていく。したがって, 破碎表面エネルギー (増加比表面積に対する単位質量当りの破碎エネルギーで定義される値) は Fig. 12²⁹⁾ のようになり, 強度, 破碎エネルギーの特異性が認められた荷重速度において極端に小さくなる。破碎表面エネルギーは一種の粉碎効率の逆数的値であることを考慮すると, 強度, 破碎エネルギーの極端に低下する荷重速度における破壊効率は著しく良好となり, 例えば, 荷重速度が約 10^2 N/sの常速荷重下と破壊効率が最大になる前述の荷重速度 v_n 下での破碎表面エネルギーとから求められた破壊効率の改善率を比較すると, 試料によっては破壊効率改善が43倍にも達するものもある。このことを利用すると, 実際の集合粉碎機の粉碎効率も一段と改善される可能性があることを示唆し, 興味をもたれる。ところで, 荷重速度, 変形速度が速くなると材料自身の変形抵抗が増加することに加えて, 変形挙動が変化し, 例えばヤング率, 破壊までの歪エネルギーお

d には無関係である。

6. 雰囲気の影響

湿式粉砕が乾式粉砕と比較して粉砕性が良好となることはよく知られているが、破砕現象は材料の周囲の雰囲気によっても支配される。湿式粉砕が乾式粉砕と比較して良好な粉砕性を示す原因として、水の存在が生成した微粒子相互の凝集の防止、分散の促進や、Rehbinder 効果あるいはマイクロクラックへの水分子の楔作用等に基づく強度、ヤング率等、材料力学的性質の変化等が挙げられている³³⁻³⁶⁾が、詳細は不明であり、今後の検討が望まれている。脆性材料の破壊現象に及ぼす雰囲気中の水分の影響については、八嶋ら³⁷⁾の結果があり、その一部としての強度に関するデータを Table 3 に示す。同表より、単粒子周囲の水分の量が増加すると強度は減少し、空気中での値を基準とすると、真空中では最大で37%増大し、水中では最大で44%減少する結果となっている。単粒子の圧縮による破壊は粒子内部の欠陥が大きく影響するが、粒子表面の欠陥（クラック）の状態も粒子の破壊現象に少なからず関与すると考えられる。このことから、単粒子表面にほとんど水分子が存在しない場合（減圧下）に比較して、水分子が吸着している場合（空気中）、あるいは水分でほぼ被われている場合（水中）には、水分の量に応じて粒子表面における表面エネルギーが低下し、また、水分

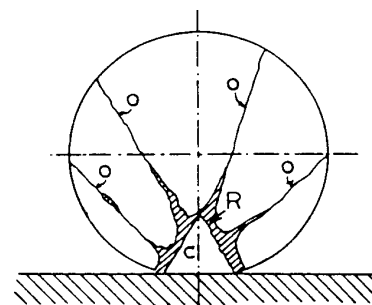


Fig. 13 Typical breakage pattern of sand-cement sphere broken by free-fall impact.

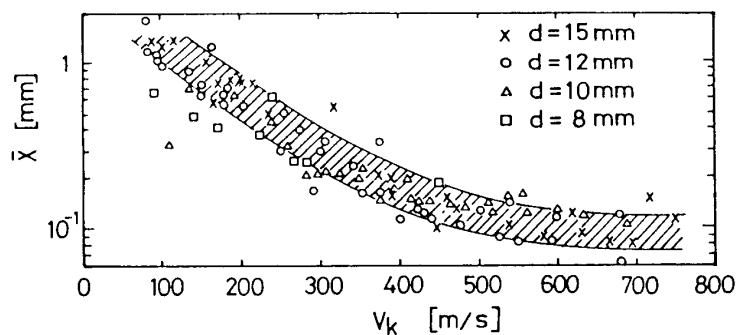


Fig. 14 Variation of mean size of fractured fragments with impact velocity.

Table 3 Sphere compressive strength of a particle having 2.0cm diameter for typical inorganic substances under three environmental conditions of vacuum, air and water.

Kind of sample	Sphere compressive strength St [MPa]			Strength ratio St / St_{air} [—]		
	vacuum	air	water	vacuum	air	water
Silicate glass	35.3	27.0	15.2	1.31	1	0.56
Borosilicate glass	45.2	45.1	33.6	1.00	1	0.75
Soda glass	43.0	31.5	—	1.37	1	—
Quartz	—	11.4	10.0	—	1	0.88
Feldspar	—	9.75	7.02	—	1	0.72
Limestone	4.91	4.15	3.96	1.18	1	0.96
Marble	3.10	2.48	2.40	1.25	1	0.97

子が粒子表面におけるマイクロクラックに進入し, その楔作用によって強度が低下するものと考えられる. いずれにしても材料周囲の水分の存在がその強度に大きく影響することは確かである.

7. む す び

本稿では, 主に無機脆性材料単一粒子の平行平板間での圧縮破砕における破砕強度, 破砕エネルギー, 破砕産物の形態と, それらの物理量に対する寸法効果, 荷重速度の影響, 雰囲気の影響等についての既往の研究結果を要約して示した. 紙数の関係で内容並びに参考文献が多数欠落した点お許しいただきたい. なお, 詳細は専門書³⁸⁾等をご参照いただきたい. ここで紹介した一連の研究における試料サイズは粉碎の中でも粗砕, 中砕の領域を対象としている. この領域においては, 集合粉碎との相関に関する系統的, かつ, 総合的な取り組みが今後の重要課題になるものと考えられる. また, 紙数の関係で一部の紹介となったが, ここで示した研究結果に対する考察は微粒子, あるいは超微粒子においても適用可能なものもある. しかしながら, 微粒子領域での単一粒子の破壊を考える上で重要なことは, 微粒子生成過程, あるいは, 微粒子圧縮破壊過程におけるメカノケミカル効果に基づく表面活性の破壊現象に対する影響の制御と評価である. また, 微粒子領域では, 破壊現象を支配するマイクロクラックのサイズと微粒子サイズとの関係における弾性力学的あるいは材料力学的解釈の適用性に関わる問題も挙げられる. このような観点から, 今後は, ミクロンオーダーないしはサブミクロンサイズという微粒子, あるいは超微粒子領域での脆性材料の破壊に関する実験的ならびに理論的検討が望まれる. さらに, 微粒子領域におけるメカノケミカル効果の発現機構の解明とその材料破壊に及ぼす影響の定量的評価法の確立等に関する検討などが重要課題と考えられる.

文 献

- 1) Rittinger R.P.von. : *Lehrbuch der Aufbereitungskunde*, (1887), Ernst und Korn, Berlin.
- 2) Polanyi, M. : *Z.Phys.*, **7** (1921), 323.
- 3) Jaeger, J.C. : *Elasticity, Fracture and Flow*, (1962), Methuen & Co.Ltd.
- 4) Griffith, A.A. : *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)*, **A221** (1920), 163.
- 5) Rumpf, H. : *Chem. Ing. Tech.*, **31** (1959), 323, 697, **32** (1960), 129, 335.
- 6) 八嶋三郎, 諸橋昭一, 栗野修, 神田良照 : *化学工学*, **34** (1970), 210.
- 7) 平松良雄, 岡行俊, 木山英郎 : *日本鉱業会誌*, **81** (1965), 1024.
- 8) 赤沢常雄 : *土木学会誌*, **28** (1943), 777.
- 9) 神田良照, 八嶋三郎, 下飯坂潤三 : *日本鉱業会誌*, **86** (1970), 435.
- 10) Goldsmith, W. : *Impact, the theory and physical behavior of colliding solid*, (1960), Edward Arnold, London.
- 11) Watstein, D. : *Preprint of 58th Annual Meeting of ASTM, (Atlantic(NJ))(USA)* (1955), 156.
- 12) 前郁夫, 中尾健児 : *材料*, **17** (1968), 908.
- 13) Timoshenko, S.P. ; Goodier, J.N : *Theory of Elasticity*, (1951), McGraw-Hill.
- 14) Bergstrom, B.H. ; Crabtree, D.D. ; Sollenberger, C.L. : *Trans. Soc. Min. Eng. AIME*, **226** (1963), 433.
- 15) 神田良照, 佐野茂, 齋藤文良, 八嶋三郎 : *化学工学論文集*, **10** (1984), 108.
- 16) Bergstrom, B.H. ; Sollenberger, C.L. : *Trans.AIME*, **220** (1961), 367, 373, 380.
- 17) 八嶋三郎, 齋藤文良, 佐川孝俊, 鈴木久, 佐野茂 : *化学工学論文集*, **1** (1975), 344.
- 18) 八嶋三郎, 齋藤文良, 佐川孝俊, 沼田敏昭, 佐野茂 : *日本鉱業会誌*, **91** (1975), 535.
- 19) Gilvarry, J.J. ; Bergstrom, B.H. : *Trans.AIME*, **220** (1961), 380.
- 20) Gilvarry, J.J. ; Bergstrom, B.H. : *J.Appl. Phys.*, **32** (1961), 400.

- 21) Weibull, W. : Ing. Vetenskaps Akad. Handl., No.151, No.153 (1939).
- 22) Epstein, B. : J.Appl. Phys., **19** (1948), 140.
- 23) Schönert, K. ; Rumpf, H. : Symp. Zerkleinern, (1962), 108, Verlag Chemie, Dusseldorf.
- 24) 八嶋三郎, 神田良照, 泉多恵子, 篠崎龍夫 : 化学工学, **36** (1972), 1017.
- 25) Sikong, L. ; Hashimoto, H. ; Yashima, S. : Powd. Techn., **61** (1990), 51.
- 26) 上野五郎 : 材料試験, **9** (1960), 21.
- 27) 小林良二 : 日本鉱業会誌, **81** (1965), 595.
- 28) 佐藤一彦, 木下重教 : 日本鉱業会誌, **91** (1975), 1048.
- 29) Yashima, S. ; Saito, F. ; Hashimoto, H. : Part. Charact., **3** (1986), 32.
- 30) Hashimoto, H. ; Saito, F. ; Yashima, S. : J.Chem. Eng. Japan, **22** (1989), 427.
- 31) Arbiter, N. ; Harris, C.C. ; Stamboltzis, G.A : Transactions of SME, **244** (1969), 118.
- 32) Reiners, E. : Chem. Ing. Tech., **32** (1960), 136.
- 33) Rehbinder, P.A. : Z.Phys., **72** (1931), 191.
- 34) Gilbert, L.A. ; Hughes, T.H. : Symp. Zerkleinern Verlag Chem., Düsseldorf (1962), 170.
- 35) Westwood, A.R.C. : *Fracture of Solids*, (1963), Interscience Pub.
- 36) Cameron, N.M. : Glass Techn., **9** (1968), 14.
- 37) 八嶋三郎, 齋藤文良, 三国哲朗 : 化学工学論文集, **2** (1976), 150.
- 38) 八嶋三郎編 : 粉碎と粉体物性, (1986), (培風館).